

## Тема 15. Оптична голографія.

### Лекція 15.

*Принципи голографії. Різні типи голограм. Запис голограм та їх властивості. Відновлення зображення, особливості голографічних зображень. Основні схеми запису голограм. Джерела світла та матеріали для голографії. Приклади застосування голограм.*

**Основним принципом голографії** є реалізація запису довільного хвильового поля об'єкта на світлочутливому матеріалі при взаємодії його із заданою опорною хвилею. Голографічний спосіб двоступінчастий: спочатку реалізується запис, а потім відновлення хвильового поля об'єкту.

При запису реалізується реєстрація інтерференційної картини, яка утворена об'єктною (предметною) хвилею і когерентною з нею опорною хвилею (хвиля порівняння). Зареєстрована у такий спосіб структура отримала назву голограми.

Засновником голографії визнано англійського фізика Деніса Габора, який у 1947 році винайшов голографію, коли він працював над вдосконаленням якості зображення електронного мікроскопу.

Одним з найбільш суттєвих досягнень в області голографії є робота Ю.Н.Денисюка у 1962 році об об'ємних голограмах типу Ліппманна-Брегга.

Подальший розвиток та практичні застосування цього методу були розвинені на початку шестидесятих років (1964) американцями Е.Лейтом та Ю.Упатнієксом після появи перших лазерів, які були використані ними як монохроматичні джерела випромінювання високої когерентності.

### **Фізичні принципи голографії.**

Вище вже згадувалося, що фізичні принципи голографії є основаними на явищах інтерференції та дифракції світла. Відомо, що результат інтерференції залежить від різниці фаз коливань, що інтерферують, а амплітуда результуючого коливання  $A$  в цьому випадку визначається виразом:

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \delta \quad (1)$$

де  $a_1$  та  $a_2$  - амплітуди інтерферуючих хвиль;  $\delta$  - різниця фаз між ними, причому  $\delta = \psi_1 - \psi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$ ,  $\psi_1$  та  $\psi_2$  - початкові значення фаз відповідних коливань,  $\Delta$  - здобута різниця ходу.

Отже, якщо у поле інтерференції помістити реєструюче середовище (наприклад, фотографічну емульсію) то густина почорніння кожної її ділянки буде містити інформацію про фазові співвідношення інтерферуючих коливань.

Звичайний фотознімок не дає представлення об об'ємності, глибині простору, паралаксі об'єкту. На відміну від цього голографічний спосіб дозволяє записати та відновити поле об'єкту у всіх подробицях.

Розглянемо голографічний процес запису та відновлення зображення у простому випадку, коли об'єкт точковий. Точковий об'єкт  $M$  розміщено на деякій відстані  $l$  від фотопластинки 1 (**Рис. 1**). Об'єкт освітлено когерентним світлом, фронт падаючої хвилі  $W$  плоский. Частина падаючої хвилі піде поза об'єкту без зміни хвильового фронту, утворюючи так звану опорну хвилю  $W_1$ , яка створює у площині фотографічної емульсії когерентний фон. Частина хвилі дифрагує на об'єкті  $M$  і утворює предметну об'єктну хвилю  $W_2$ . Форма хвильового фронту залежить від умов дифракції. Хвилі  $W_1$  та  $W_2$  когерентні і утворюють у площині фотографічної емульсії інтерференційну картину, вигляд якої визначається різницею фаз коливань, що інтерферують. Якщо об'єкт розташовано на оптичній осі світлового пучка, то інтерференційна картина отримується у вигляді систем концентричних кілець. Радіуси кілець з максимальною інтенсивністю можна отримати із співвідношення (**рис. 1**)

$$r_m^2 = (l + m\lambda)^2 - l^2 = 2ml\lambda + m^2\lambda^2 \quad (2)$$

де  $r_m = OK$ ;  $l + m\lambda = MK$ ;  $m$  - порядок інтерференції,  $m = 0, 1, 2, \dots$

У середовищі після експонування інтерференційною картиною утворюються максимуми і мінімуми густини почорніння (якщо середовище – фотографічна пластинка після відповідної хімічної обробки). Коефіцієнт пропускання такої пластинки, який вимірюється вздовж радіусу кілець, змінюється по синусоїдальному закону. Отже, голограма точкового об'єкту представляє собою зонну решітку Френзеля з коефіцієнтом пропускання, що змінюється по радіусу по синусоїдальному закону.

Для відновлення фронту світлової хвилі  $W_2$ , а отже, зображення об'єкту  $M$  освітимо голограму такою ж хвилею  $W_1$ , яку було використано при утворенні голограми. В результаті дифракції світла на кожній малій ділянці зонної решітки отримаємо три світлові хвилі 0,+1,-1 порядків (рис. 2), синусоїдальна решітка не має інших порядків дифракції. Частина світлової хвилі пройде у напрямку падаючої хвилі, інша частина відхилиться із-за дифракції по напрямкам, що розраховані з умови  $\sin \varphi_m = \pm \lambda / \Delta r_m$ , де  $\varphi_m$  – кут дифракції,  $\Delta r_m$  – відстань між сусідніми кільцями.

З формули (2) видно, що відстань між сусідніми максимумами дається виразом  $\Delta r_m = (l\lambda + m\lambda^2) / r_m$ . Із збільшенням номеру кільця  $m$  відстань  $\Delta r_m$  зменшується,  $\varphi_m$  зростає і дифрагуючі промені утворюють збіжну та розбіжну хвилі.

Можна показати, що промені, які утворюють збіжну хвилю, перетинаються у точці  $O$ , що знаходиться на відстані  $x = l$ , утворюють дійсне зображення об'єкту  $M$ . Промені, які відповідають розбіжній хвилі, виходять з точки  $O'$ , що знаходиться на тій самій відстані  $l$ , і отже, точка  $O'$  представляє собою уявне зображення об'єкту  $M$ . Дійсно  $x = r_m \operatorname{ctg} \varphi_m = r_m \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_m} / \sin \varphi_m$  і з урахуванням наведених вище співвідношень  $x = l$ . Так реалізується процес відновлення світлової хвилі, що зареєстрована голограмою.

Результат для точкового предмету можна розповсюдити на предмет довільної форми, при розгляді його як сукупності точкових об'єктів. Голограма такого предмету представляє накладання великої кількості зонних решіток, що відповідають кожній елементарній ділянці предмету.

### ***Рівняння голограми.***

Як вже згадувалося вище для реєстрації на світлочутливому матеріалі не тільки амплітуди, але й фази потрібно створити інтерференційну картину, яка утворюється при складанні хвилі, яка розсіяна об'єктом та опорною хвилею, тобто отримати голограму.

Під дією світла реєструюче середовище змінює свої оптичні властивості. Ці зміни залежать від інтенсивності випромінювання. В результаті опромінення в світлочутливому середовищі може змінитися або коефіцієнт пропускання (відбивання), або коефіцієнт заломлення. В

першому випадку голограма називається амплітудною, а у другому – фазовою. При проходженні світлової хвилі через голограму у першому випадку виникає амплітудна модуляція випромінювання, а у другому – фазова модуляція світлової хвилі, що проходить через голограму. Розглянемо принцип утворення голограми предмету складної форми. Освітимо його широкою плоскою хвилею  $W$ , частина якої одночасно з предметом освітлює і прямокутну призму, що призначена для зміни ходу променів і утворення опорної хвилі  $W_1$  (рис. 3). Призма відхиляє світловий промінь на деякий кут  $\theta$ , який утворює у площині реєструючого середовища поле з постійною амплітудою і фазою, яка змінюється вздовж голограми з координатою  $x$ . Тоді комплексна амплітуда опорної хвилі записується у вигляді  $A_0 = \exp(-i\alpha x)$ , де  $\alpha = (2\pi / \lambda) \sin \theta$ .

Випромінювання яке розсіюється предметом утворює поле  $W_2$  з амплітудою  $a_n(x, y)$  та фазою  $\Phi(x, y)$ , де  $x$  та  $y$  координати довільної ділянки реєструючого середовища. Комплексна амплітуда предметної хвилі визначається виразом  $A_n = a_n(x, y) \exp[i\Phi(x, y)]$ . Таким чином, сумарна комплексна амплітуда світлового поля у площині середовища дається наступним виразом:

$$A = A_0 + A_n = a_0 \exp(-i\alpha x) + a_n(x, y) \exp[i\Phi(x, y)] \quad (3)$$

Результуюча інтенсивність у довільній точці з координатами  $x, y$ , яка реєструється середовищем, визначиться формулою  $J(x, y) \sim A \cdot A^* = (A_0 + A_n)(A_0^* + A_n^*)$ , де символом  $A^*$  позначені комплексно-спряжені з  $A_0$  та  $A_n$  значення амплітуд. Результуючий розподіл

$$\begin{aligned} J(x, y) \approx & a_0^2 + a_n^2(x, y) + a_0 \exp(i\alpha x) a_n(x, y) \exp[i\Phi(x, y)] + \\ & + a_0 \exp(-i\alpha x) a_n(x, y) \exp[-i\Phi(x, y)] = \\ & a_0^2 + a_n^2(x, y) + \sqrt{2} a_0 a_n(x, y) \cos[\alpha x + \Phi(x, y)] \end{aligned} \quad (4)$$

Завдяки наявності опорної хвилі, що має амплітуду  $a_0 \neq 0$ , зберігається інформація про фазу хвилі, що була розсіяна об'єктом. З (4) випливає, що ми маємо повну інформацію як про амплітуду, так і про фазу хвилі, що була розсіяна предметом.

Фотографічне середовище, на якому створено розподіл інтенсивності  $J(x, y)$ , бажано про експонувати та проявити таким чином, щоби діапазон оптичних густин почорніння не виходив за межі лінійної ділянки характеристичної кривої середовища, тобто залежності  $D = f(\lg H)$  (рис. 4а). По осі ординат тут позначена густина почорніння  $D = \lg(i_0 / i)$ , а по осі абсцис – кількість освітлення  $\lg H = \lg(E\tau)$ , де  $E \approx J$  - відповідно, освітленість реєструю чого середовища,  $\tau$  - час експонування.

Для опису голографічного процесу зручно записати прямолінійну ділянку характеристичної кривої у вигляді наступної залежності:  
 $D = \gamma \lg H$ , або через енергетичне пропускання  $\lg\left(\frac{1}{T}\right) = \gamma \lg H$ .

Таким чином,  $T(x, y) = J^{-\gamma}(x, y)$ , де  $J(x, y)$  - інтенсивність випромінювання на ділянці середовища з координатами  $x$  та  $y$ ;  $\gamma$  - фактор контрастності середовища;  $T(x, y)$  - коефіцієнт пропускання.

Для амплітудного коефіцієнта пропускання залежність від пропускання і інтенсивність випромінювання записується наступним чином:

$$t(x, y) = \sqrt{T(x, y)} \approx [J(x, y)]^{-\gamma/2} \quad (5)$$

Слід відзначити, що  $\gamma > 0$ , де більшій інтенсивності відповідає більш густий негатив (менший коефіцієнт пропускання). Для голографічного процесу властивості реєструючого середовища зручно представляти у вигляді кривої залежності  $t(x, y) = f(H)$ , як представлено на рис. 4б.

В межах  $H' - H''$  маємо

$$t = t_0 + kJ(x, y)\tau \quad (6)$$

де  $\tau$  - час експозиції.

В (6) коефіцієнт  $k$  визначає нахил прямолінійної ділянки (для негативного запису, якому відповідає рис. 4б, коефіцієнт  $k < 0$ ).

Підставимо в (5) вираз для  $J(x, y)$  врахувавши (4). При виводі вважається, що  $a_n(x, y) \ll a_0$ ; ця нерівність дозволить нам для (4) у ступені  $-\gamma/2$  застосувати співвідношення  $(1+z)^{-m} = 1 - mz$ , якщо  $z \ll 1$ . Тоді отримаємо

$$\begin{aligned}
t(x, y) &\sim \left\{ a_0^2 + a_n^2(x, y) + 2a_0 a_n(x, y) \cos[\alpha x + \Phi(x, y)] \right\}^{-\gamma/2} \sim \\
&\left( a_0^2 \right)^{-\gamma/2} \left\{ 1 + \frac{a_n^2(x, y)}{a_0^2} + 2 \frac{a_n(x, y)}{a_0} \cos[\alpha x + \Phi(x, y)] \right\}^{-\gamma/2} \sim \\
&a_0^{-\gamma} \left\{ 1 - \frac{\gamma}{2} \frac{a_n^2(x, y)}{a_0^2} + \gamma \frac{a_n(x, y)}{a_0} \cos[\alpha x + \Phi(x, y)] \right\}
\end{aligned} \tag{7}$$

Винесемо за дужки  $(1/2)a_0^2$  та опускаючи постійний множник  $(1/2)a_0^{-(\gamma+2)}$ , можна записати

$$\begin{aligned}
t(x, y) &\sim 2a_0^2 - \gamma a_n^2(x, y) - \\
&- \gamma a_0 a_n(x, y) \exp(-i\alpha x) \exp[-i\Phi(x, y)] - \\
&- \gamma a_0 a_n(x, y) \exp(i\alpha x) \exp[i\Phi(x, y)]
\end{aligned} \tag{8}$$

вираз (8) є рівнянням голограми.

Отриманий вираз для  $t(x, y)$  показує, що зміни значень  $\gamma$ , які залежать від типу середовища, однаково і лінійно змінюють значення трьох членів в рівнянні голограми (8) по відношенню до першого члена. Зручно використати  $\gamma = -2$ . Тоді маємо по (5)

$$t(x, y) = \sqrt{T(x, y)} \approx [J(x, y)] \tag{9}$$

Припущення  $\gamma = -2$  фізично відповідає тому, що з голограми, яка отримана на оптичній однорідній плівці з коефіцієнтом контрастності  $\gamma = 2$ , зроблено контактний відбиток на таке ж середовище (плівку).

Тепер припустимо, що на етапі відновлення голограма освітлюється плоскою монохроматичною хвилею  $W$  типу  $E = E_0 \exp(ikz)$  (**рис. 5**). Ця монохроматична хвиля є ідентичною хвилі, яка освітлювала реєструюче середовище при реєстрації голограми. Для того щоби знайти світлове поле за голограмою необхідно напруженість поля  $E_0$  плоскої світлової хвилі помножити на  $t(x, y)$ , що характеризує амплітудний коефіцієнт пропускання у кожній точці голограми.

Зробив таку операцію, тобто просвічуючи голограму, отримаємо, що хвильове поле за голограмою описується наступним виразом:

$$\begin{aligned}
I \sim & E_0 2a_0^2 - E_0 \gamma a_n^2(x, y) - \\
& - E_0 \gamma a_0 a_n(x, y) \exp(-i\alpha x) \exp[-i\Phi(x, y)] - \\
& - E_0 \gamma a_0 a_n(x, y) \exp(i\alpha x) \exp[i\Phi(x, y)]
\end{aligned} \tag{10}$$

Отриманий результат описує перетворення плоскої хвилі, що пройшла через голограму. Вираз (10) містить чотири адитивних члена і це означає, що в результаті дифракції світла на неоднорідних структурах голограми, що відрізняються одна від одної оптичною густиною почорніння, виникають чотири світлові хвилі. Вони розрізняються напрямком розповсюдження і просторовою зміною їх фази та амплітуди.

Перший член -  $E_0 2a_0^2$  - відповідає плоскій світловій хвилі, що розповсюджується після голограми у напрямку падаючої хвилі. Інформації про об'єкт вона не несе.

Другий член -  $E_0 \gamma a_n^2(x, y)$  відповідає хвильовому полю, що промодульований по амплітуді об'єктом спостереження. Така модуляція незначним чином змінює плоский фронт падаючої хвилі і лише трохи змінює напрям розповсюдження випромінювання. Інформації про фазові співвідношення вона також не несе.

Третій член  $E_0 \gamma a_0 a_n(x, y) \exp(-i\alpha x) \exp[-i\Phi(x, y)]$  з точністю до множника  $E_0 \gamma a_0 \exp(-i\alpha x)$  описує розподіл амплітуд і фаз у хвильовому полі, що розповсюджується від об'єкту. Це означає, що у відсутності об'єкту за голограмою яка освітлена плоскою хвилею, відновлюється теж саме поле, яке розповсюджувалося від об'єкту спостереження при його освітлені такою ж самою плоскою хвилею. Отримаємо, таким чином, уявне зображення об'єкту.

Четвертий член  $E_0 \gamma a_0 a_n(x, y) \exp(i\alpha x) \exp[i\Phi(x, y)]$  відрізняється від третього знаком в експоненціальному члені, що описує фазову модуляцію світлової хвилі. Це вказує на те, що кривизна хвильових фронтів у світловому полі є оберненою кривизні хвильових хвиль, що виходять від об'єкту. Отже, зображення, що розглядається, відповідає хвилі, що сходиться до об'єкту і формує його дійсне зображення. Геометрична ілюстрація картини хвильового поля за голограмою показана на **рис. 5**.

Запишемо рівняння голограми у більш компактному вигляді. При цьому врахуємо, зв'язок  $t(x, y) = f(H)$  (див. **рис. 4б**) та запишемо

вираз для комплексних амплітуд предметної та опорної хвиль у вигляді  $A_n = a_n \exp(i\varphi_n)$  та  $A_0 = a_0 \exp(i\varphi_0)$ , де  $\varphi_n$  та  $\varphi_0$  – фази хвиль. Якщо ці коливання когерентні, то в площині реєструючого середовища отримаємо вираз для інтенсивності

$$J(x, y) = (A_n + A_0)^2 = (a_n + a_0)(a_n^* + a_0^*) = a_n^2 + a_0^2 + A_n A_0^* + A_0 A_n^* \quad (11)$$

Далі врахуємо, що нас цікавить амплітудна залежність цього розподілу. Підставимо у (6) значення  $J(x, y)$  з (11). Тоді для амплітудного пропускання голограми отримаємо

$$t = t_0 + k\tau(a_n^2 + a_0^2) + k\tau A_n A_0^* + k\tau A_0 A_n^* \quad (12)$$

Тут  $k$  відповідає нахилу прямої ділянки **рис. 4б**. На етапі відновлення, освітив голограму опорною хвилею  $A_0$ , за площиною голограми маємо наступний розподіл комплексних амплітуд

$$A_0 t = [t_0 + k\tau(a_n^2 + a_0^2)]A_0 + k\tau a_0^2 A_n + k\tau A_0^2 A_n^* \quad (13)$$

Перший доданок у правій частині відповідає опорній хвилі, другий член суми відрізняється від комплексної амплітуди предметної хвилі тільки множником  $k\tau a_0^2$ . Ця відновлена хвиля +1-го порядку дає уявне тривимірне зображення. Третій доданок відрізняється комплексним множником  $k\tau A_0^2$ . Він описує хвилю -1-го порядку, яка дає спотворене дійсне зображення. Для того, щоби отримати правильне неспотворене дійсне зображення необхідно освітити голограму хвилею, що спряжена із опорною хвилею.

### ***Деякі властивості голограм.***

З вищенаведеного розгляду випливає, що голограма представляє собою складну інтерференційну структуру, в якій кожна точка об'єкту дає свою зонну решітку. При відновленні кожна решітка в результаті дифракційних явищ відновить відповідну точку об'єкту.

Одним з цікавих властивостей голограми є та обставина, що кожна (навіть невелика) ділянка голограми, яка освітлена опорною хвилею  $W$ , відновить зображення всього об'єкту. Дійсно, при реєстрації голограми на кожен малу ділянку реєструючого середовища попадає



випромінювання, що розсіяне різними точками предмету, наприклад  $A_1, A_2, \dots, A_N$  (рис. 6).

Таким чином, кожна ділянка голограми містить інформацію про весь об'єкт, але отриману під відповідним кутом зору. Останнє призводить до того, що при наявності достатньо великої голограми ми можемо спостерігати стереоскопічне зображення об'єкту. Слід відзначити, що із зменшенням ділянки голограми, по якій відновлюється світлова хвиля, зображення об'єкту містить все менше число деталей, тобто якість зображення погіршується.

Голограму складного предмету (об'єкту) можна розглядати як інтерференційне (когерентне) накладення голограм від окремих точок складного об'єкту: відбувається підсумовування амплітуд з урахування фазових співвідношень. Можна представити голограму як некогерентне накладання окремих голограм, що зареєстровані послідовно. Тоді реєструюче середовище відгукнеться на освітленість від кожного об'єкту або від різних частин цього об'єкту і на другій стадії буде відновлювати декілька об'єктів або різні стани одного об'єкту у часі.

Якщо в процесі створення та відновлення голограми використовувати випромінювання різних довжин хвиль, то відновлене зображення можна отримати з певним збільшенням  $\Gamma = \frac{\lambda_1 d_1}{\lambda_0 d_0}$ , де  $\lambda_1$  та  $\lambda_0$  –

довжини хвиль в процесі відновлення та запису голограми;  $d_1$  та  $d_0$  – відстані від зображення до голограми і від об'єкту до реєструючого середовища на відповідних стадіях голографування. Можливість отримання збільшення за допомогою голограми пов'язана з тим, що випромінювання різних довжин хвиль відхиляються голограмою на різні кути на одній і тій же самій структурі і, отже, кутові та лінійні розміри об'єкту залежать від довжини хвилі випромінювання при відновленні зображення.

### **Структура голограми.**

Розглянемо процес утворення інтерференційної картини у світлочутливому шарі з показником заломлення  $n$  (рис. 7). Нехай на світлочутливий шар товщиною  $h$  падають під однаковими кутами дві плоскі хвилі. Напрямки  $I - I$  та  $II - II$  - нормалі до хвильових фронтів  $W_1, W_1'$ , що вказують напрямки розповсюдження хвиль. Вважаючи, що хвилі плоскі, покажемо на рисунку розподіл амплітуд та фаз. Точки

постійної фази лежать в одній площині. Лінії 1-1, 2-2, 3-3, 1'-1', 2'-2', 3'-3'- сліди максимумів амплітуд відповідних хвильових фронтів. Відстань між ними відповідає довжині хвилі. Точки  $A_1, A_2, A_3, \dots, B_1, B_2, B_3, \dots, C_1, C_2, C_3, \dots$  - сліди ліній перетину хвильових фронтів. На лініях, що розташовані перпендикулярно площині рисунку, відбувається складання коливань. Положення хвильових фронтів показано на рисунку для певного моменту часу. При руху хвиль замість ліній, що відповідають максимумам інтерференції, утворюються площини, які також перпендикулярні площині рисунку, слідами яких є сукупності точок  $A, \dots, A, B, \dots, B, C, \dots, C$ . Ці площини ділять кут між хвильовими нормаллями пополам. Якщо врахувати інші результати інтерференції, то інтенсивність змінюється по синусоїдальному закону, який можна отримати із розгляду трикутника  $A_2C_2D$ :  $A_2C_2 = 2d$ ,  $A_2D = d$  та

$$d = \lambda / 2n \sin \theta \quad (14)$$

Вираз (14) представляє собою умову Брегга, яку було отримано при дослідженні дифракції рентгенівських променів у кристалах.

При збільшенні кута між нормаллями період  $d$  зменшується. Величина  $d$  визначає необхідну роздільну здатність реєструючого середовища при отриманні голограми, яка повинна бути не менше  $1/d$  ліній на міліметр.

В залежності від співвідношення товщини світлочутливого шару та періоду голограми по своїй структурі розрізняють як двовимірні та тривимірні. Вище відмічалось, що величина  $d$  визначає відстань між площинами максимальної інтенсивності, що виникли при двопробієвій інтерференції. Якщо відстань  $d$  є порівняною з  $h$ , то голограму можна розглядати як деяку структуру на площині і така голограма вважається двовимірною. Світло коли проходить через голограму взаємодіє лише з однією з відбиваючих поверхонь (рис. 8а). Голограму такого типу можна порівняти з двовимірною дифракційною решіткою.

Якщо  $h \gg d$  і промінь світла при проходженні голограми зустрічається з декількома відбиваючими поверхнями, то голограма вважається тривимірною і її можна порівняти з тривимірною дифракційною решіткою (рис 8б).

Із співвідношення (14) видно, що для отримання тривимірної голограми на шарі невеликої товщини слід збільшити кут  $\theta$ . В результаті буде

мати місце система стоячих хвиль. На **рис. 8в та 8г** показані розташування пучностей та вузлів при перпендикулярному та похилому падінні променів. В першому випадку площини максимумів почорніння (максимальної експозиції) будуть розташовуватися паралельно поверхні реєструючого середовища. Якщо кут  $\theta$  дорівнює  $\pi/2$ , а середовище має показник заломлення  $n$ , то відстань між пучностями (по (14)) буде дорівнювати  $d = \lambda/2n$ . При похилому падінні інтерферуючих променів відстань між шарами максимальної експозиції (густини почорніння) буде збільшуватися. Максимуми появляються коли різниця фаз дорівнює  $2m\pi$ , де  $m = 0, 1, 2, \dots$ . Поверхні в яких має місце рівність різниці фаз є синфазними. Світло, що дзеркально відбито від шарів, буде відновлювати хвилю від предмету. Утворюється тільки одне зображення об'єкту.

В об'ємній голограмі синфазним поверхням будуть відповідати поверхні рівних густин почорніння. Відомості про фазу хвилі в цій структурі будуть зареєстровані у вигляді вигинів поверхонь пучностей стоячих хвиль, а відомості про спектр – зашифровані у різних відстанях між поверхнями максимальних густин почорніння. Тому зображення можна реконструювати за допомогою білого світла – голограма при відновленні відокремить ту спектральну складову, яка була використана при запису.

### ***Класифікація голограм.***

Голограми можна розрізняти по методам формування об'єктної та опорної хвиль, а також по способу запису інтерференційної картини. Різні типи голограм відповідають різному взаємному положенню об'єкту та голограми (**Рис. 9**). Якщо об'єкт 1 знаходиться у тій же самій площині, в якій розміщується світлочутливе середовище 3, або сфокусований на цю площину (**рис. 9а**), то отримані таким чином голограми називають голограмами сфокусованих зображень. Амплітудно-фазовий розподіл на голограмі буде таким як і в площині об'єкту, часто має точкова відповідність голограми та об'єкту.

Якщо голограма освітлюється паралельним пучком, що формується об'єктивом 2, тобто предмет знаходиться у нескінченості, то спостерігається результат дифракції у дальній зоні. Така голограма носить назву Голограми Фраунгофера (**рис. 9б**). В цьому випадку кожна точка предмету посиляє на голограму паралельний пучок, а зв'язок між амплітудно-фазовим розподілом об'єктної хвилі у площині голограми і в площині предмету дається перетворенням Фур'є.

Найбільш часто формуються голограми Френзеля. Тоді пластинка з розміщується у ближній зоні і від кожною точки об'єкту розповсюджується відповідна хвиля (наприклад, сферична) (рис. 9в). Форма опорної хвилі може бути різною, наприклад, плоскою. Можна також назвати спосіб отримання Фур'є-голограм (рис. 9г). В цих випадках і об'єкт і точкове джерело можуть знаходитися у нескінченності (у фокусі 2). Розподіл комплексної амплітуди кожною із хвиль в площині голограми співпадає з Фур'є-образом розподілу амплітуд для предмету та джерела. При розташуванні об'єкта та опорної хвилі на кінцевій та однаковій відстані від світлочутливого середовища отримується *безлінзова Фур'є-голограма*.

Для класифікації голограм використовують параметр (Кука- Кляйна)

$$Q = 2\pi\lambda d(n\Lambda^2) \quad (15)$$

де  $n$  - середній коефіцієнт заломлення шару;  $d$  - товщина шару,  $\lambda$  - довжина хвилі;  $\Lambda$  - відстань між інтерференційними площинами.

Звичайно товстими (об'ємними) голограмами вважаються ті, в яких  $Q > 10$  і, навпаки, тонкою (плоскою) вважається голограма, в якій  $Q < 1$ .

### ***Роздільна здатність та дифракційна ефективність.***

Якість голографічного зображення визначається видністю картини, роздільною здатністю голограми, глибиною різкості. Важливою характеристикою голограми є дифракційна ефективність.

Розрізнявальний інтервал (границя розрізнення) може бути визначена по аналогії з дифракційною решіткою по формулі  $\delta y = \lambda / \alpha$ , де  $\alpha$  - кутова ширина голограми, а кутове розрізнення – по формулі  $\delta \varphi = \lambda / L$ , де  $L$  - лінійний розмір голограми.

Отже, для зменшення  $\delta \varphi$  слід використовувати голограму великих розмірів. По мірі збільшення її розмірів збільшується і максимальна просторова частота її структури при використанні плоского фронту опорної хвилі. При рівності частоти голограми з граничними можливостями світлочутливого середовища подальше збільшення розмірів голограми не має змісту.

Під дифракційною ефективністю розуміють відношення ефективності першого дифракційного максимуму у відновленій хвилі до інтенсивності падаючого пучка  $\eta = (J / J_0) \cdot 100\%$  . Розрізняють

наступні типи голограм: плоскі амплітудні та фазові голограми, об'ємні фазові та амплітудні голограми. Ті чи інші типи голограм можуть бути отримані на різних світлочутливих матеріалах. Дифракційна ефективність залежить не тільки від типу голограми, але й від властивостей світлочутливого матеріалу. Якщо світлочутливий матеріал має лінійні характеристики залежності коефіцієнта пропускання  $t$  від експозиції  $H$ , то при контрасті, що дорівнює одиниці, плоска амплітудна голограма має теоретичну дифракційну ефективність  $\eta \approx 6.25\%$ . Якщо використати нелінійний фотоматеріал, то  $\eta \approx 10\%$ .

Плоску фазову голограму можна отримати шляхом зміни показника заломлення у тонкому світлочутливому шарі або шляхом утворення поверхневого рельєфу. Зміна фази відбувається завдяки зміні показника заломлення або довжини шляху у відповідних точках. Виявляється, що в цьому випадку амплітуда дифрагованої хвилі для синусоїдальної фазової решітки має екстремум для деякого аргументу  $\psi_1$  функції Бесселя  $I_1$  і досягає максимуму при  $\psi_1 = 0.94$ , що відповідає дифракційній ефективності  $\eta \approx 33.9\%$ .

Значно більшу дифракційну ефективність можна отримати для об'ємних фазових голограм.

Випадок голограм, що працюють на пропускання. Нехай інтерференційні смуги будуть перпендикулярні поверхні шару, інтерференційні хвилі утворюють однакові кути  $\theta$ , а при реконструкції виконується умова Брегга. В цьому випадку амплітуда дифрагованої хвилі залежить від амплітуди зміни показника заломлення  $a_\theta = \sin(\pi n_1 d / \lambda \cos \theta)$ , де  $d$  - товщина шару,  $\theta$  - кут, що утворений напрямком розповсюдження реконструюваної хвилі і перпендикулярним до поверхні шару; амплітуда зміни  $n$  визначаються залежністю  $n = n_0 + n_1 \cos \Omega$ , де  $\Omega$  - просторова частота;  $n_1$  - амплітуда зміни  $n$ . В силу того, що  $n$  має косинусоїдальну залежність, максимальне значення  $\eta_{\max} = 100\%$ .

Ефективність амплітудних об'ємних голограм значно нижче фазових і визначається приблизно у 7-8%.

### ***Динамічна голографія.***

Під поняттям динамічна голографія розуміють запис картини стоячих хвиль у такому середовищі, яке реагує на випромінювання у процесі

його дії; це явище по суті відповідає синтезу принципів голографії у тривимірному середовищі та нелінійної оптики. Закономірності нелінійної оптики проявляються в опису характеру взаємодії реєструючого середовища в процесі дії на нього випромінювання.

Нагадаємо, що тривимірну голограму можна відновити випромінюванням сферичної хвилі, яка сходиться в одну точку, де розташовано джерело, тобто хвилею комплексно-спряженою по відношенню до хвилі джерела. На **рис. 10** показано принцип використання оберненої хвилі для компенсації неоднорідностей прозорих середовищ. Вихідна плоска хвиля  $W_0$  спотворюється оптично неоднорідним середовищем  $U$  та перетворюється у складну хвилю  $W_u$ . Динамічна голограма отримується при взаємодії хвилі  $W_u$ , плоскої опорної хвилі  $R$  та зустрічної по відношенню до останньої хвилі  $R^*$  (хвиля  $R^*$  отримується при відбиванні світла від плоского дзеркала  $M$ ). На **рис. 10** зображена система ізофазних поверхонь  $d_1, d_2, d_3, \dots$  в реєструючому середовищі  $H$ . При зчитуванні цієї структури хвилею  $R^*$  формується хвиля  $W_u^*$ , яка спряжена з падаючою, в результаті чого і утворюється обернена хвиля  $W_u^*$ , яка після проходження неоднорідного середовища знову трансформується в плоску хвилю  $W_0$ .

Таким чином, для динамічних голограм процес реєстрації та відновлення хвильових фронтів відбувається як би одночасно. Виявляється, що відновлення зображення в цьому випадку відбувається за допомогою тих самих двох пучків, що і запис. Описаний спосіб є перспективним для корекції хвильових фронтів в оптичних системах. Явище обернення хвильового фронту буде більш докладно розглянуто в лекції 4.4 (14). Динамічна голографія дає нові можливості для корекції хвильових фронтів, для створення підсилювачів зображення, пристроїв керування лазерним випромінюванням.

### ***Джерела світла та матеріали для голографії.***

Голографія відноситься до оптичних методів, в яких використовують фізичної оптики. В той же час вона відноситься до способів отримання оптичного зображення.

На різних стадіях голографічного процесу існують різні вимоги до джерел світла. При запису голограми реєструється інтерференційна

картина. Процес реконструкції є основаним на дифракції світла. Природно, що вимоги до джерел на цих двох стадіях неоднакові.

Протяжність процесу реєстрації тим менше, чим більше потужність світлового випромінювання, що падає на реєструюче середовище. Для отримання голограми предмету заданих розмірів потрібна відповідна потужність випромінювання. Так, наприклад, для предметів розміром  $1 \text{ дм}^3$  при використанні звичайних фотографічних матеріалів, що застосовуються в голографії і часові експонування від одиниць до десятків секунд потужність випромінювання повинна бути від одиниць до десятків міліват. У випадку, якщо те ж саме джерело буде використано для реєстрації голограм предметів більшого розміру, важко забезпечити достатню механічну стабільність, оскільки час експонування збільшиться до десятків хвилин. Тому необхідно, якщо це можливо скоротити час експонування. Для цього потрібно перш за все підвищити потужність джерела. Потрібна потужність визначає вибір відповідного лазера. При цьому може бути використаний або лазер неперервної дії, або імпульсний лазер.

При запису голограми суттєве значення має просторова і часова когерентність випромінювання. В той же час як випромінювання класичних джерел має довжину когерентності від часток міліметра до декількох міліметрів, у лазерних джерел довжина когерентності може досягати метрів. Аналогічною є справа і з просторовою когерентністю. У випадку класичних джерел просторова когерентність визначається розміром активної частини джерела, тоді як у випадку лазера – досконалістю його резонатору. Практично випромінювання лазерів має високу просторову когерентність.

При реконструкції вимоги до параметрів випромінювання менш жорсткі ніж при запису. Світловий потік, який утворює зображення, є пропорційним потужності відновлюючої хвилі, а когерентні властивості падаючого випромінювання можуть бути на декілька порядків нижче, ніж при запису. Вимоги до якості зображення залежать перш за все від типу приймача та від інформації, яка вважається в зображенні суттєвою. Тому дуже часто при реконструкції використовують класичні джерела.

Вимоги до параметрів джерела при реконструкції залежать також від методу запису голограми. Оскільки відбивальна голограма веде себе як інтерференційний фільтр, при реконструкції не потрібно монохроматичне джерело світла з високою часовою когерентністю. При зменшенні відстані між предметом і голограмою знижуються вимоги до

просторової когерентності реконструюючого випромінювання, а так звану голограму сфокусованого зображення можна відновлювати просторово некогерентним світлом протяжного джерела.

### ***Приклади застосування голограм.***

Одним з застосувань є *голографічна інтерферометрія*. На відміну від класичної інтерферометрії де об'єкти досліджень повинні мати поверхні оптичної якості, для голографічної інтерферометрії ця вимога не обов'язкова. Поверхні, що досліджуються можуть відбивати світло дифузійно. Наступною перевагою голографічної інтерферометрії перед класичною є можливість відтворити форму зареєстрованої хвильової поверхні у ті моменти часу, коли предмет вже може і не існувати. Але в той же час аналіз голографічних інтерференційних картин є достатньо складним. За допомогою голографічної інтерферометрії можна досліджувати динамічні процеси, деформації, теплові потоки, об'єкти, що рухаються, коливні процеси та ін.

*Голограмні оптичні елементи.* За допомогою голографічного запису можна отримати різноманітні оптичні елементи: зонні пластини, голографічні дифракційні решітки, голографічні оптичні елементи для корекції оптичних аберацій та ін.

*Голографічна обробка інформації.* Голографічний запис та зчитування є одним з перспективних напрямків пам'яті з високою ємністю. В голографічній системі пам'яті інформація просторово розподілена і кожному бітові інформації відповідає своя інтерференційна картина. При запису великої кількості інформації одночасно або послідовно формується складна інтерференційна картина. При зчитуванні можна розділити окремі картини інтерференції, якщо їх положення відрізняються, по крайній мірі, на один період решітки. Повідомлялось, що виготовлені голографічні диски з ємністю 200 ГБт. Також існують різноманітні способи кодування просторової інформації з використанням голограм, та її відновлення, просторової фільтрації, розпізнавання образів.

Серед інших застосувань голографії можна зазначити художню голографію, кінематограф. Можна також проводити синтез голограм за допомогою обчислювальної техніки. Слід також зазначити використання голографії у неоптичному діапазоні, особливо акустичних хвиль та хвиль радіодіапазону.



## **Література:**

1. Г.С.Лансберг. Оптика. И-во «Наука».-1976.
2. М.Милер Голография Л.:”Машиностроение”.-1979.-207с.
3. В.Л.Винецкий, Н.В.Кухтарев. Динамическая голография. Киев, «Наукова Думка», 1983.
4. В.А.Москалев и др. Прикладная физическая оптика. Снкт.-Петербург, «Политехника», 1995.